



Title	抵抗測定は何を測っているか? : バリステック伝導 量子細線の負抵抗
Author(s)	高垣, 雪彦; 蒲生, 健次; 難波, 進
Citation	大阪大学低温センターだより. 1989, 68, p. 1-4
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/8416">https://hdl.handle.net/11094/8416</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

# 抵抗測定は何を測っているか？

—— バリスティック伝導量子細線の負抵抗 ——

基礎工学部 高垣雪彦・蒲生健次・難波 進 (豊中4572)

## 1. はじめに

物質に電位差  $V$  をかけたときに流れる電流  $I$  は  $V$  に比例し、比例係数  $G = I/V$  は伝導度と呼ばれ、その逆数が抵抗である。抵抗は物質のみならず試料の形状にも依存するため大きさについて規格化し、電流密度  $J$  と電場  $E$  の間の比例係数  $\sigma = J/E$  を考えることにより物質の電流の流し易さを示す導電率  $\sigma$  が定義される。(  $G$  は  $\sigma$  に比例する。 ) 導体に電流を流したときに消費される電力は熱エネルギーになるが、単位時間当たりに単位体積中で発生するジュール熱は  $\sigma E^2$  となる。したがって、抵抗は正でなければならない。微視的な理論によれば、 $\sigma$  は導体中で電子が受ける散乱の頻度に依存し、散乱時間を  $\tau$ 、電子密度を  $n$ 、電子の電荷を  $e$ 、質量を  $m$  とすると  $\sigma = ne^2 \tau / m$  と表される。極低温においては不純物による散乱が支配的となり、 $\tau$  は不純物の密度により決まる。

最近の超微細加工技術の発展により、極微構造における伝導現象の研究が盛んとなってきた。試料の大きさが、電子波の位相情報が保持される距離 (位相コヒーレンス長)  $L_\phi$  より小さなメソスコピック系においては量子力学的な電子波の干渉効果が重要となる。そこでは、これまでの抵抗の概念とは大きく異なる現象が明らかにされている。一方では、結晶成長技術の進歩とともに高品質の結晶が作られるようになったため、試料の大きさを電子の平均自由行程よりも小さくしたバリスティックな系における伝導現象が多くの研究者の注目を集めるようになってきた。本稿では、量子細線が直交した点でのバリスティック伝導の一例を紹介する。驚くべきことに、この“電子波の交差点”において測定された抵抗は負となることがわかった。次節では、この現象の理論的背景を量子伝導領域における伝導度の非局所性との関連を通して説明する。

## 2. ランダウアー・ビュティカーの式

極微構造中での量子伝導現象を考える場合には、伝導度の非局所性とその結果として起こる抵抗測定 of 四端子性が重要な概念となる。点  $r$  における電流密度  $J(r)$  と点  $r'$  の電場  $E(r')$  との関係は、一般化した導電率  $\sigma(r, r')$  により、

$$J(r) = \int \sigma(r, r') E(r') dr' \quad (1)$$

と書ける。古典的には  $\sigma(r, r') = \sigma \cdot \delta(r - r')$  であるが、コヒーレントな系では、 $|r - r'| < L_\phi$  の範囲で  $J$  と  $E$  が相関を持つ。電子は波動関数の広がり  $L_\phi$  程度の範囲を見ているわけであり、電流が流れていない点 (例えば電圧端子) の影響も電子は感じる。これが伝導度の非局所性である。メソスコピッ

ク系における抵抗は、電圧端子間の部分のみを測っているわけではなく、それより大きな電流・電圧端子も含めた四端子回路を測定していると考え必要がある。

抵抗測定 of 四端子性が意味することを理解するために、図1に示したような二端子対回路網を考えてみる。図のように定義された電流と電圧の間には、インピーダンス行列  $Z$  により、

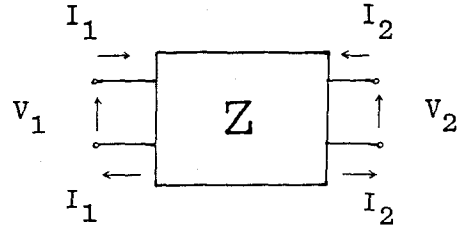


図1 抵抗測定 of 四端子性をモデル化した二端子対回路網。

$$V_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 \quad (2.1)$$

$$V_2 = Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2 \quad (2.2)$$

の関係がある。従来の概念では、測定された抵抗は行列の対角成分を表していると思われていたが、実際には、非対角成分を測定していることがわかる。左(右)側の端子を電流端子、右(左)側を電圧端子とすると、実験的には電圧端子に流れる電流  $I_2 = 0$  ( $I_1 = 0$ ) という条件のもとで、 $I_1$  ( $I_2$ ) と  $V_2$  ( $V_1$ ) の比  $Z_{21}$  ( $Z_{12}$ ) を測定しているからである。量子伝導現象の奇妙な性質は、この測定量がインピーダンス行列の非対角要素であるということに起因している。

抵抗測定 of 四端子性を考慮した理論は、ランダウアー公式を多端子構造へ一般化することにより、ビュティカー<sup>1,2)</sup>によって定式化された。

端子  $i$  に流れる電流  $I_i$  は、

$$I_i = \frac{e}{h} [(N_i - R_{ii}) \mu_i - \sum_{j \neq i} T_{ji} \mu_j] \quad (3)$$

と表される。ここで、 $N_i$  と  $\mu_i$  は、それぞれ、端子  $i$  におけるチャネル数(フェルミエネルギー以下の1次元量子準位の数)と化学ポテンシャルであり、 $R_{ii}$  は端子  $i$  に入射した電子が  $i$  自身に反射される確率、 $T_{ji}$  は端子  $j$  から端子  $i$  へ透過する確率である。また、 $h$  はプランク定数である。電流端子を  $m$  と  $n$ 、電圧端子を  $k$  と  $l$  として測定した四端子抵抗  $R_{mn,kl}$  は、 $I_m = -I_n = I$ ,  $I_k = I_l = 0$  とすることにより、

$$R_{mn,kl} = \frac{(\mu_k - \mu_l)/e}{I} = \frac{h}{e^2} \frac{T_{km}T_{ln} - T_{kn}T_{lm}}{D} \quad (4)$$

となる。 $D$  はインピーダンス行列の行列式に対応し、端子の組合わせに依らない定数である。有限磁場中では、 $R_{ii}(B) = R_{ii}(-B)$ 、 $T_{ij}(B) = T_{ji}(-B)$  の関係があるので、

$$R_{mn,kl}(B) = R_{kl,mn}(-B) \quad (5)$$

が導かれる。これらの結果は、抵抗が磁場の反転に対して必ずしも対称である必要はなく、また、電流・電圧端子の入れ換えと磁場の反転とが等価であることを示しており、実験的に確認されている。

式(4)では、抵抗は透過確率の積の間の差で表されるので、後ろの確率が前の確率より大きくなる場合には抵抗が負になる可能性を示している。バリスティック細線においてこの負抵抗を観測した例を次節に紹介する。

### 3. バリスティック伝導

実験に用いた試料は、分子線エピタキシー法により成長したGaAs-AlGaAs基板を、電子ビーム露光とイオンビームエッチングにより長さ $1.2\text{ }\mu\text{m}$ 、線幅 $0.1\sim 0.2\text{ }\mu\text{m}$ の量子細線に加工したものである。ヘテロ界面に形成される2次元電子は非常に高い移動度を持つので、低温における平均自由行程 $l_0$ は数 $\mu\text{m}$ 程度と試料サイズよりも大きくなり、バリスティックに伝導するようになる。線幅は電子のフェルミ波長程度なので、電流を運ぶ1次元準位の数は数個程度となる。このような試料は電子導波路(Electron Waveguide)と呼ばれ、電子は導波路中のマイクロ波や光と同じ様な振舞いを示すようになる。

加工前の基板は $4.2\text{K}$ の移動度 $20\text{m}^2/\text{Vs}$ 、電子密度 $5\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ であり、 $l_0 = 2.2\text{ }\mu\text{m}$ となる。測定は低電流( $10\text{ nA}$ )でおこなっているため電圧は電流に比例し、その比例係数を抵抗としている。図2は、細線の交点において挿入図にあるような電流・電圧端子配置で抵抗を測定したものである。これはパウ法と同じ測定をしていると見なすことができ、試料の抵抗率に対応した正の抵抗が測定されることが期待される。実験結果は、しかし、強磁場においては抵抗は正であるが、零磁場付近に磁場の増加とともに消失する負の抵抗領域<sup>3)</sup>があることを示している。この現象が前節で示した負抵抗に対応していることは、式(4)をこの“曲がり抵抗”について考えて見れば明らかである。 $T_{1m}$ と $T_{1n}$ が電子の直角方向の運動に対応しているのに対し、 $T_{2m}$ と $T_{2n}$ は直進方向の運動に対応しており、バリスティックな電子の直進性を考えれば抵抗は負になる。

古典的には次のように理解できる。I-端子から交点へ入射してきた電子は角を曲がるができずに向い側の $V^+$ 端子へ流れ込む。電圧端子に流れる電流は零であるので、この時、電子の流れを打ち消すような電流が励起されるように化学ポテンシャルが変化する。この変化は電圧測定と逆向きに電位差を生じさせるので、負抵抗が観測される。磁場中ではサイクロトロン運動のために直進性が抑制され、サイクロトロン軌道の直径が線幅と等しくなる磁場で負抵抗は消失する。

この試料では電流が4～5つの1次元準位によって運ばれている。高次の準位にある電子は大きな横方向運動量を持つため直進確率が小さくなる。線幅を細くし、1次元準位の数を少なくした細線におい

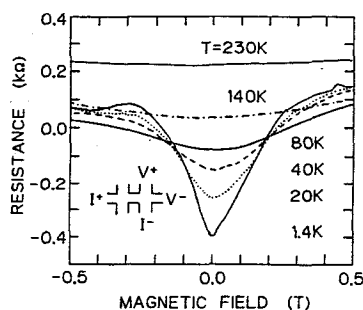


図2 バリスティックな量子細線の交点で測定した曲がり抵抗の磁場依存性。零磁場付近に負の抵抗領域が見られる。

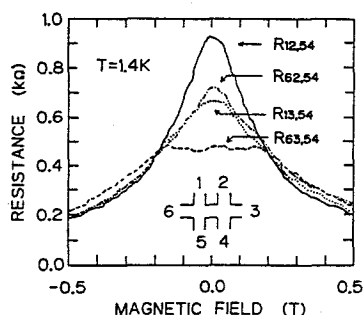


図3 電流経路を変えながら測定した磁気抵抗。電流経路の曲がりにもよって、抵抗が増加している。

ては、さらに大きな負抵抗が見られるようになる。”

バリスティックな領域では電子の運動量が保存されるために、直進性を妨げる電流経路の曲がりが必要な散乱要因となる。これは図3に示した実験により観測された。<sup>5)</sup> 電圧端子を  $1.2\mu\text{m}$  離れた5と4に固定し、電流端子の組合わせを変えながら磁気抵抗を測定している。電流を直線的に流した場合に比べて、片側の端子で曲げたり、両側の端子で曲げることによって零磁場付近の抵抗が増加していることがわかる。抵抗の増加は端子の交点での電流経路の曲がりによって起こっており、図2の負抵抗とまったく同じ現象であることがわかっている。

#### 4. おわりに

極微構造における伝導現象の研究は、電子の運動が拡散的になっている乱雑な系が中心であった。ここでは、抵抗に与える影響は多くの弾性散乱を受けながら進んで行く電子波間の干渉効果による量子補正項的なものであった。これに対してバリスティックな領域では、平均的な抵抗自体にも非局所性が現れ、非常に大きな量子効果が見られるようになる。抵抗は長さや幅に対して単純にスケールせず、さらに、物質に依らず試料の幾何学的形状のみによって決まるようになる。小さな系では、測定端子自身が測定量に影響を与えてしまう。この測定系と被測定系の不可分性は量子力学における観測の問題とも関連し、“抵抗測定によって何が測られているのか？”を考えることが重要な問題となってくる。

この研究は、理学部 邑瀬 和生教授らとともに行われたものです。

#### 参考文献

- 1) M. Buttiker, Phys. Rev. Lett. **57**, 1761 (1986).
- 2) M. Buttiker, IBM J. Res. Develop. **32**, 317 (1988).
- 3) Y. Takagaki, K. Gamo, S. Namba, S. Takaoka, K. Murase, S. Ishida, K. Ishibashi, and Y. Aoyagi, Solid State Commun. **68**, 1051 (1988).
- 4) Y. Avishai and Y. B. Band, Phys. Rev. Lett. **62**, 2527 (1989).
- 5) G. Timp, H. U. Baranger, P. de Vegvar, J. E. Cunningham, R. E. Howard, R. Behringer, and P. M. Mankiewich, Phys. Rev. Lett. **60**, 2081 (1988).